

Житомирський державний університет імені Івана Франка

(повне найменування вищого навчального закладу)

фізико-математичний факультет

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

кафедра фізики

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

Магістерська робота

магістр

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ МЕТАЛІЗАЦІЇ АЛМАЗОПОДІБНИХ
НАПІВПРОВІДНИКІВ

Виконав: студент 7 курсу, групи 72
напряму підготовки (спеціальності)

(шифр і назва напряму підготовки, спеціальності)

Дуб М.М.

(прізвище та ініціали)

Керівник Ткаченко О.К.

(прізвище та ініціали)

Рецензент Москвін П. П.

(прізвище та ініціали)

Житомир - 2016

ВСТУП	3
РОЗДІЛ I. КОНТАКТ МЕТАЛ-НАПІВПРОВІДНИК	6
1.1. Властивості алмазу	6
1.2. Електрофізичні властивості напівпровідників	8
1.3. Контакт метал-напівпровідник.....	12
1.4. Омічні контакти.	13
1.5. Механізми струмопереносу в омічному контакті	14
1.5.1. Термоемісія електронів над бар'єром	14
1.5.2. Польшова та термопольшова емісія	16
1.6. Методи вимірювання опору омічних контактів	18
1.6.1. Метод Кокса-Стрека	19
1.6.2. LTLM.....	19
1.6.3. CTLM.....	20
РОЗДІЛ II. ЗРАЗКИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ	23
2.1. Зразки і методи досліджень.....	23
2.2 Електрофізичні властивості.	24
2.3. Термостійка омічна система до напівпровідникового приладу з алмазу	26
ВИСНОВОК	35
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	36

ВСТУП

Актуальність теми. Розвиток мікроелектротехніки ставить вимоги для розробки нових і вдосконалення існуючих технологічних процесів виробництва дискретних напівпровідникових приладів та інтегральних мікросхем, що в свою чергу потребує використання нових напівпровідникових матеріалів.

Природні та штучні алмази відомі своїми властивостями, такими як висока теплопровідність, хімічна та радіаційна стійкість, прозорість від ультрафіолетового до радіохвильового діапазонів та висока рухливість носіїв заряду.

Алмаз є перспективним матеріалом для таких напівпровідникових приладів як потужні НВЧ прилади (діоди та транзистори) оптоелектронні прилади, датчики іонізуючих випромінювань, приймачі ультрафіолету. Також відомі діоди Шоткі з робочою температурою 700°C, планарні транзистори з робочою температурою 300°C, польові транзистор, світловипромінюючі прилади. Також перспективні матричні оптичні перемикаючі елементи.

Перехід від кремнію до більш широкозонних напівпровідників забезпечує підвищення робочих температур, допустимої оберненої напруги р-п переходів, а для НВЧ приладів – підвищення максимальної потужності та граничної частоти. Також є ефективним використання алмазу в ГІС НВЧ сантиметровому діапазоні.

Особливо перспективним є використання алмазу в польових транзисторах з затвором Шотткі. Моделювання показує, що в цих приладах вихідна потужність в діапазоні 5-100 ГГц повинна бути в 30 разів вища ніж в транзисторах на GaAs.

Важливим елементом напівпровідникового приладу є омічна контактна система, розвиток якої є невід'ємним етапом створення технології мікроелектронних приладів на новому напівпровідниковому матеріалі. Основними вимогами до омічних контактів до алмазу є низький контактний опір, висока температурна стійкість, хороша адгезія, сумісність з технологією виготовлення напівпровідникових приладів. Специфіка використання

конкретних напівпровідникових приладів може накладати додаткові вимоги до омичного контакту: радіаційна чи хімічна стійкість, низький температурний коефіцієнт опору, тощо. Дані омичні контакти можливо створити за допомогою металізації.

Об'єктом дослідження металізації до напівпровідникового алмазу.

Предметом дослідження властивості металізації Ti-Au-C та Au-Mo-Ti-C.

Мета дослідження: дослідження питомого контактного опору до омичного алмазу на основі металізації Ti-Au; створення термостійкої омичної системи до напівпровідникового приладу з алмазу на основі Au-Mo-Ti-C.

Для досягнення мети було поставлено такі **завдання**:

- Встановлення умов металізації
- Експериментальне дослідження омичного опору Ti-Au-C та Au-Mo-Ti-C.

В роботі використані такі **методи дослідження**: метод лінії передачі з радіальною та лінійною геометрією контактних площадок для вимірювання питомого контактного опору

Наукова новизна і теоретична значущість дослідження полягає в наступному: в дослідженні властивостей металізації Au-Mo-Ti-C, та визначенню омичного опору Ti-Au-C.

Практичне значення одержаних результатів полягає в наступному: створенні термостійкої омичної системи до напівпровідникового приладу з алмазу на основі Au-Mo-Ti-C.

Апробація результатів роботи. Основні результати роботи доповідались на II міжнародній заочній конференції «Развитие наук в XXI веке» (Харків, Україна, 2015), конференції молодих вчених з фізики напівпровідників "Лашкарьовські читання 2015" (Київ, Україна, 2015) та конференції «Науковий пошук молодих дослідників» (Житомир, Україна, 2016). Патент UA 97274 U термостійка контактна омична система до напівпровідникового приладу з алмазу, заявл. 05.08.2014, опубл. 10.03.2015

Структура роботи.

Робота складається із вступу, 2 розділів, висновків, списку використаних джерел. Загальний обсяг роботи складає 38 сторінок. Робота містить 13 рисунків і 3 таблиці. У списку використаних джерел 31 найменувань.

РОЗДІЛ І. КОНТАКТ МЕТАЛ-НАПІВПРОВІДНИК

1.1. Властивості алмазу

Алмаз має кубічну кристалічну структуру з міцними ковалентними зв'язками атомів вуглецю і з рекордно високою атомною щільністю – $1.76 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Ця властивість і визначає основні особливості алмазу. Дійсно, при ширині забороненої зони 5.45eВ питомий опір нелегованого алмазу складає $10^{13} - 10^{14} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, рухливість електронів і дірок – 2200 та $1600 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$, відповідно. Після пробою досягає $10^7 \frac{\text{В}}{\text{см}}$. Алмаз хімічно стійкий, нерозчинний в соляній, сірній і азотній кислотах. В присутності кисню алмаз окисляється (травиться) при температурі вище 600 °С. В високому вакууму поверхнева графітизація алмаза відбувається при температурі 1700°С. Що правда, зворотна сторона великої інертності і твердості алмазу – серйозна проблема, зв'язана з його обробкою.

У алмаза найбільша серед усіх відомих матеріалів теплопровідність – 20 – $24 \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{К}}$ при кімнатній температурі. Це зв'язано з високою температурою Дебая $T_D=1860\text{К}$, завдяки чому кімнатна температура являється «низькою» по відношенню динаміки решітки алмазу. В результаті алмаз може слугувати «ідеальною» теплопровідною підкладкою. Більш, того, в очищеному від ізотопів алмазі (природні кристали алмазу складають 1.1% ізотопу ^{13}C) теплопровідність може досягати $33 \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{К}}$ [8].

Крім того, алмаз радіаційно стійкий матеріал. Він прозорий в широкому діапазоні спектру (від ультрафіолетового до радіохвильового), має високу твердість (81-100ГПа), рекордно високу швидкість поширення звуку ($18 \frac{\text{км}}{\text{с}}$), низьку діалектичну проникність ($\epsilon = 5.7$). Завдяки таким унікальним властивостям алмаз є перспективним в НВЧ – транзисторах, потужних мультичіпових модулях і лінійках напівпровідникових лазерів. Алмаз може знайти широке використання і для виготовлення вікон міцних гіротронів, клисторонів та CO_2 – лазерів, а також для виготовлення МЕМС, акустико

електронних приладів (фільтрів на поверхнево акустичних хвилях гігагерцового діапазону) і детекторів іонізуючого випромінювання.

Не дивлячись на такі очевидні переваги, використання алмазів в електроніці до останнього часу затримувалося відсутністю надійного джерела матеріалів необхідної якості. Розміри природніх кристалі алмаза невеликі (як правило, декілька міліметрів, камні розміром більше 10мм рідкі і досить дорогі). Але головне, кристали алмазу мають непідконтрольні дефекти і домішки, що приводить до великого розкиду їх параметрів. Розміри синтетичних кристалі, отримані при високих тисках та температурах ($P \approx 5\text{ГПа}$, $T \approx 1600\text{К}$) в присутності каталізаторів (процес, відкритий ще в 50-ті роки 20 століття), такі ж малі. В них велика непідконтрольна концентрація домішок каталізаторів.

Нові перспективи алмазу з'явилися в результаті розробки технології його синтезу при низьких тисках.

Матеріал	Параметр					
	E_g , eВ	E_{cr} , $10^6 \frac{\text{В}}{\text{см}}$	V_{sat} , $10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}$	λ , $\frac{\text{Вт}}{(\text{см}\cdot\text{К})}$	μ_p , $\frac{\text{см}^2}{(\text{В}\cdot\text{с})}$	μ_n , $\frac{\text{см}^2}{(\text{В}\cdot\text{с})}$
Si	1.1	0.3	1	1.5	600	1500
GaAs	1.43	0.6	1	0.45	400	8500
GaP	2.2	0.5	1.5	0.7	150	250
4H-SiC	3.2	3	2	4.9	50	1000
GaN	3.45	>1	2.2	1.3	850	1250
Алмаз	5.45	10	2.7	22	1600	2200
AlN	6.2			2	14	

Таблиця 1. Основні параметри деяких напівпровідників

Де E_g – ширина забороненої зони; μ_p і μ_n – рухливість дірок і електронів; V_{sat} – швидкість насичення; λ – теплопровідність.

Але для комплексного розрахунку можливостей напівпровідникового матеріалу необхідно порівняти критерії якості – які розраховуються виходячи з основних фізико-хімічних параметрів напівпровідника.

	Матеріали							
	Si	GaAs	GaP	6H-SiC	4H-SiC	GaN	Алмаз	AlN
$JM = \left(\frac{E_{cr} V_{sat}}{\pi}\right)^2$	1	11	37	260	410	790	5330	5120
$KM = \lambda \left(\frac{V_{sat}}{\varepsilon}\right)^{1/2}$	1	0.45	0.73	5.1	5.1	1.8	31	2.6
$BM = \varepsilon \mu E_{cr}^3$	1	28	16	90	290	910	14860	390
$BH = \mu E_{cr}^2$	1	16	3.8	13	34	100	1080	14
$QF_1 = \lambda \varepsilon \mu E_{cr}^3$	1	9.4	9.4	300	950	910	198100	660
T_{oper}, K	410	570	800	1200	1230	1250	2100	2100
T_D, K	645	344	445	1200	1200	600	1860	747
Структура забороненої зони	Непряма	Непряма	Непряма	Непряма	Непряма	Пряма	Непряма	Непряма
Наявність власної підкладки з $\varnothing \geq 1$ дюйма	+	+	+	+	+	-	-	-

Таблиця 2. Значення нормальних критеріїв якості і ряду інших параметрів для деяких напівпровідників [1,2]

Критерій JM був запропонований для визначення робочої границі простого транзистора; KM – даний критерій враховує швидкість перемикання транзистора при роботі в якості логічного елемента комп'ютера; QF_1 - визначає термічні властивості напівпровідника; T_{oper} – робоча температура; T_D – температура Дебая.

1.2. Електрофізичні властивості напівпровідників

Напівпровідниками є речовини, що займають по величині питомої провідності проміжне положення між провідниками й діелектрикам. Ці матеріали володіють як властивостями провідника, так і властивостями діелектрика. Разом з тим вони володіють рядом специфічних властивостей, що різко відрізняють їх від провідників і діелектриків, основним з яких є сильна

залежність питомої провідності від впливу зовнішніх факторів (температури, світла, електричного поля і т. п.). До напівпровідників відносяться елементи четвертої групи періодичної таблиці Д. І. Менделєєва, а також хімічні сполуки елементів третьої й п'ятої груп типу $A^{III}B^V$ (GaAs, InSb) і другої й шостої груп типу $A^{II}B^{VI}$ (Cd, V, CdFe). Провідне місце серед напівпровідникових матеріалів, які використовуються у напівпровідниковій електроніці, займають кремній, германій й арсенід галію GaAs. Хоча у наш час у наукових установах ведеться пошук нових напівпровідникових матеріалів, розробляються органічні напівпровідники.

Власними напівпровідниками або напівпровідниками типу *i* (від англійського *intrinsic* - власний) називаються чисті напівпровідники, що не містять домішок. Домішковими напівпровідникам називаються напівпровідники, що містять домішки, валентність яких відрізняється від валентності основних атомів. Вони підрозділяються на електронні й діркові. Власні напівпровідники мають кристалічну структуру, що характеризується періодичним розташуванням атомів у вузлах просторової кристалічної решітки. У такій решітці кожен атом взаємно пов'язаний із чотирма сусідніми атомами ковалентними зв'язками, у результаті яких відбувається усупільнення валентних електронів й утворення стійких електронних оболонок, що складаються з восьми електронів. При температурі абсолютного нуля ($T=0^\circ\text{K}$) всі валентні електрони перебувають у ковалентних зв'язках, отже, вільні носії заряду відсутні, і напівпровідник подібний до діелектрика. При підвищенні температури або при опроміненні напівпровідника світловою енергією, рентгенівським випромінюванням валентний електрон може вийти з ковалентного зв'язку й стати вільним носієм електричного заряду. При цьому ковалентний зв'язок стає дефектним, у ньому утвориться вільне (вакантне) місце, що може зайняти один з валентних електронів сусіднього зв'язку, у результаті чого вакантне місце переміститься до іншої пари атомів. Переміщення вакантного місця усередині кристалічної решітки можна розглядати як переміщення деякого фіктивного (віртуального) позитивного

заряду, величина якого дорівнює заряду електрона. Такий позитивний заряд прийнято називати діркою.

Процес виникнення вільних електронів і дірок, обумовлений розривом ковалентних зв'язків, називається тепловою генерацією носіїв заряду. Його характеризують швидкістю генерації G , що визначає кількість пар носіїв заряду, що виникають в одиницю часу в одиниці об'єму напівпровідника. Швидкість генерації тим більше, чим вище температура й чим менша енергія, яка затрачується на розрив ковалентних зв'язків. Утворені в результаті генерації електрони й дірки, перебуваючи в стані хаотичного теплового руху, через деякий час, середнє значення якого називається часом життя носіїв заряду, зустрічаються один з одним, у результаті чого відбувається відновлення ковалентних зв'язків. Цей процес називається рекомбінацією носіїв заряду й характеризується швидкістю рекомбінації R , що визначає кількість пар носіїв заряду, що зникають в одиницю часу в одиниці об'єму. Добуток швидкості генерації на час життя носіїв заряду визначає їхню концентрацію, тобто кількість електронів і дірок в одиниці об'єму. При незмінній температурі генераційно – рекомбінаційні процеси перебувають у динамічній рівновазі, тобто в одиницю часу народжується й зникає однакова кількість носіїв заряду ($R=G$). Ця умова називається законом рівноваги мас. Стан напівпровідника, коли $R=G$, називається рівноважним; у цьому стані у власному напівпровіднику встановлюються рівноважні концентрації електронів і дірок, які позначають n_i й p_i . Оскільки електрони й дірки генеруються парами, то виконується умова: $n_i=p_i$. При цьому напівпровідник залишається електрично нейтральним, тому що сумарний негативний заряд електронів компенсується сумарним позитивним зарядом дірок.

Електронним напівпровідником або напівпровідником типу *n* (від латинського negative - негативний) називається напівпровідник, у кристалічній решітці якого крім основних (чотирьох валентних) атомів утримуються домішкові п'ятивалентні атоми, які називають донорами. У такій кристалічній решітці чотири валентних електрони домішкового атома зайняті в ковалентних

зв'язках, а п'ятий (“зайвий”) електрон не може вступити в нормальний ковалентний зв'язок і легко відокремлюється від домішкового атома, стаючи вільним носієм заряду. При цьому домішковий атом перетворюється в позитивний іон. При кімнатній температурі практично всі домішкові атоми виявляються іонізованими. Поряд з іонізацією домішкових атомів в електронному напівпровіднику відбувається теплова генерація, у результаті якої утворюються вільні електрони й дірки, однак концентрація виникаючих у результаті генерації електронів і дірок значно менша за концентрацію вільних електронів, що утворюються при іонізації домішкових атомів, тому що енергія, необхідна для розриву ковалентних зв'язків, істотно більша енергії, затраченої на іонізацію домішкових атомів. Концентрація електронів в електронному напівпровіднику позначається n_n , а концентрація дірок - p_n . Електрони в цьому випадку є основними носіями заряду, а дірки - неосновними.

Дірковим напівпровідником або напівпровідником типу *p* (від латинського *positive* - позитивний) називається напівпровідник, у кристалічній решітці якого утримуються домішкові тривалентні атоми, які називають акцепторами. У такій кристалічній решітці один з ковалентних зв'язків залишається незаповненим. Вільний зв'язок домішкового атома може заповнити електрон, що покинув один із сусідніх зв'язків. При цьому домішковий атом перетворюється в негативний іон, а на тому місці, звідки пішов електрон, виникає дірка. У дірковому напівпровіднику, також як й в електронному, відбувається теплова генерація носіїв заряду, але їхня концентрація в багато разів менша за концентрацію дірок, що утворюються в результаті іонізації акцепторів. Концентрація дірок у дірковому напівпровіднику позначається p_p , вони є основними носіями заряду, а концентрація електронів позначається n_p , вони є неосновними носіями заряду.

1.3. Контакт метал-напівпровідник

Перші дослідження властивостей контакту метал-напівпровідник приписують Брауну, який в 1874 р. вивчав залежність повного контактного опору від полярності прикладеної напруги [1]. Пікард в 1906 р. отримав патент на точково-контактний детектор на основі кремнію, а в 1907 р. про випрямляючі властивості діодів, отриманих напиленням металу на напівпровідник, повідомив Пірс [2]. Високий інтерес до контактів метал-напівпровідник викликаний їх широким використанням в напівпровідниковій технології, і успіхи в даній галузі обумовлені головним чином теоретичними працями Шотткі, Мотта, Бардіна, Кроуелла, Зі та експериментальними роботами Гудмена, Канга, Міда, Коулі та ін[2].

Розглянемо формування бар'єру між металом та напівпровідником. На рис. 1.1 показана енергетична зонна діаграма для напівпровідника n-типу, робота виходу якого φ_H менша за роботу виходу металу φ_M . Якщо метал та напівпровідник з'єднанні між собою, то електрони переходять із напівпровідника в метал, що призводить до суміщення рівнів Фермі напівпровідника E_F^H та металу E_F^M .

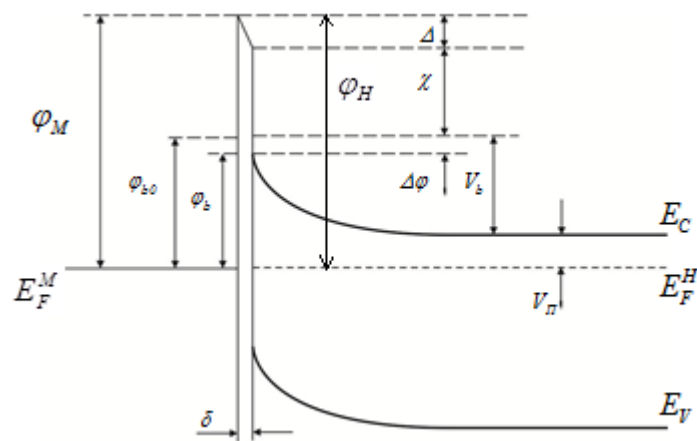


Рис. 1.1. Зонна діаграма контакту метал-напівпровідник

Де φ_b - висота енергетичного бар'єру, φ_{b0} - асимптотичне значення φ_b при нульовому електричному полі, $\Delta\varphi$ - пониження бар'єру за рахунок сил зображення, Δ - спад потенціалу на проміжному діелектричному шарі, V_n -

потенціал переходу з рівня фермі в зону провідності, V_b – потенціал переходу через потенціальний бар'єр на границі контакту метал напівпровідник.

Роботою виходу називається різниця енергій між рівнем вакууму та рівнем Фермі. Для напівпровідника ця величина рівна $\varphi_H = \chi + E_F^H$, де χ - електронна спорідненість, тобто різниця між енергією дна зони провідності E_C та рівнем вакууму, а E_F^H - положення рівня Фермі в забороненій зоні напівпровідника. Різниця $\varphi_M - \varphi_H$ називається контактною різницею потенціалів. Коли ширина зазору δ наближено рівна міжатомній відстані і зазор стає прозорим для електронів, то очевидно, що висота бар'єру рівна різниці роботи виходу металу та електронної спорідненості напівпровідника: [1]

$$\varphi_b = \varphi_M - \chi \quad (1.1)$$

У випадку, якщо робота виходу електрона з металу більша ніж з напівпровідника n-типу і менша роботи виходу з напівпровідника p-типу, то формується випрямляючий контакт метал-напівпровідник.

У випадку, якщо робота виходу електрона з металу менша ніж з напівпровідника n-типу і більша роботи виходу з напівпровідника p-типу, то формується омичний контакт метал-напівпровідник.

У випадку, коли на поверхні напівпровідника існує велика густина поверхневих станів, то висота бар'єра визначається властивостями поверхні напівпровідника і не залежить від роботи виходу металу [2].

1.4. Омичні контакти.

Для роботи напівпровідникових пристроїв необхідні омичні контакти для приєднання зовнішніх виводів. Омичним контактом називають контакт метал-напівпровідник, опір якого значно менший за об'ємний опір напівпровідника та опір розтікання [2]. Омичний контакт не повинен змінювати характеристики пристрою, тому він повинен мати симетричну вольт-амперну характеристику і не інжектувати неосновні носії заряду.

Контактоутворюючі метали для формування омичного контакту повинні бути тугоплавкими, мати високу провідність, не взаємодіяти з іншими шарами металізації і не дифундувати вглиб напівпровідника і крізь шари металізації під дією робочих температур приладу.

Однак задовольняючих умову для омичного контакту пар метал-напівпровідник дуже мало. В більшості випадків для створення омичного контакту використовують додаткове легування приконтактної області напівпровідника, для того щоб область просторового заряду була тонкою для тунелювання носіїв через нього [3].

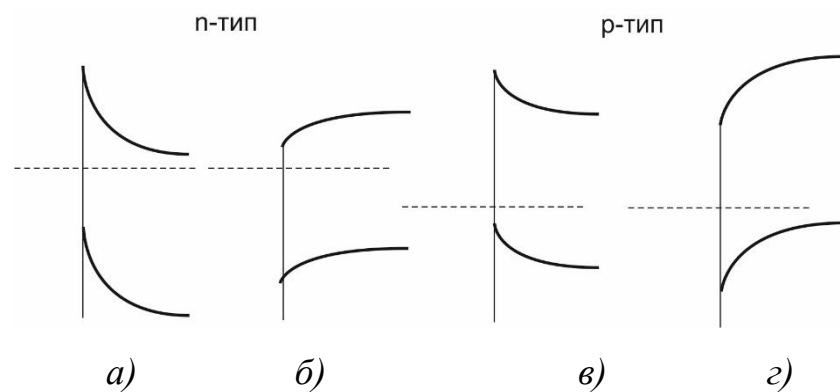


Рис. 1.2. Бар'єри напівпровідників різних типів з різними роботами виходу: n-тип – а) $\varphi_M > \varphi_H$ - контакт випрямляючий, б) $\varphi_M < \varphi_H$ - омичний контакт; p-тип – в) $\varphi_M > \varphi_H$ - омичний контакт, г) $\varphi_M < \varphi_H$ - контакт випрямляючий

1.5. Механізми струмопереносу в омичному контакті

1.5.1. Термоемісія електронів над бар'єром

Проходження електронів над бар'єром можливо описати за допомогою теорії Мотта та Шоттки і теорії Бете. Мотт та Шоттки вважали, що дифузія та дрейф електронів обмежують струм в області бар'єру, на основі чого була припущена основна дифузійна теорія. Бете розглядав емісію електронів із напівпровідника в метал як основний процес, що обмежував рух електронів. Даний процес нагадує звичайну термоемісією, тому теорія Бете називають термоемісією або діодною теорією.

В діодній теорії нехтують ефектом дрейфу та дифузії в збідненій області, спираючись на нескінченний рух електронів. Саме тому, дана теорія добре описує механізми струмопереносу з високою рухливістю електронів. Вольт-амперна характеристика буде представлена у вигляді:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1.2)$$

Де J – густина струму, A – стала Річардсона, яка рівна:

$$A = \frac{4\pi m^* k^2 q}{h^3} = 1.2 \cdot 10^6 \left(\frac{m^*}{m} \right), \quad m^* - \text{ефективна маса електрона.}$$

При напрузі зміщення більшій за $3kT/q$, одиницею в формулі (1.2) можна знехтувати, тоді густина струму буде пропорційна $\exp\left(\frac{qV}{kT}\right)$. Однак на практиці цього не спостерігається. Тому, що густина струму змінюється як $\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)$, де n – коефіцієнт ідеальності, який відмінний від одиниці.

З формули (1.2) опір омичного контакту буде визначатися за формулою:

$$R_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} = \left[\frac{AqT^2}{kT} \exp\left(-\frac{q\varphi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right]^{-1} = \frac{k}{ATq} \exp\left(\frac{q\varphi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (1.3)$$

При $V \rightarrow 0 \exp\left(\frac{q\varphi_b}{kT}\right) = 1$, тоді

$$R_c = \frac{k}{ATq} \exp\left(\frac{q\varphi_b}{kT}\right). \quad (1.4)$$

Аналізуючи дану формулу можна зробити висновки:

- контактний опір експоненційно зростає зі збільшенням висоти бар'єра;
- контактний опір залежить від типу напівпровідника і повільно зменшується зі збільшенням рівня легування ($\Delta\varphi_b \propto N_D^{1/4}$) [9];

- контактний опір зменшується з ростом температури, і залежність $R_c T = f\left(\frac{1}{T}\right)$ в напівлогарифмічному масштабі повинна бути лінійною, причому її нахил пропорційний висоті бар'єра φ_b , а відсічка при $1/T=0$ пропорційна A [9].

1.5.2. Польова та термопольова емісія

В сильно легованих напівпровідниках при низьких температурах струм в прямому напрямку протікання, визначається тунельним проходженням електронів з енергією близькою до енергії Фермі в напівпровіднику (польова емісія електронів). При збільшенні температури відбувається збудження електронів на більш високому енергетичному рівні, в даному випадку ймовірність тунельного проходження зростає, оскільки бар'єр стає нижчим та тонкішим. При збільшенні енергії кількість електронів зменшується, при цьому існують електрони з максимальною енергією над дном зони провідності, які роблять вагомий вклад в тунельний струм (рис.1.3). Даний механізм струмопереносу називають термопольовою емісією.

З тунельної теорії ймовірність тунелювання крізь трикутний бар'єр з енергією меншою висоти бар'єра на ΔE можна визначити за формулою [10]:

$$P = \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{(2qm^*)^{1/2} (\Delta E)^{3/2}}{\hbar \varepsilon} \right] \quad (1.5)$$

де ε - напруженість електричного поля в області бар'єра, $m^* = m_r m$ - ефективна маса електрона в напівпровіднику. Скориставшись виразом для максимального поля в бар'єрі $\varepsilon_{max} = \left(\frac{2q}{\varepsilon_s} N_D V_D \right)^{1/2}$ [2], формула (1.5) набуде вигляду:

$$P = \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{(\Delta E)^{3/2}}{E_{00} V_D^{1/2}} \right) \quad (1.6)$$

де E_{00} - параметр, введений Падовані і Стреттоном, який визначається

$$[10]: \quad E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left(\frac{N_D}{m^* \varepsilon_s} \right)^{1/2}. \quad (1.7)$$

Згідно теорії тунельного проходження в контакт метал-напівпровідник слідують наступні положення:

- в прямому напрямку польова емісія спостерігається найчастіше для вироджених напівпровідників;

- E_{00} грає роль дифузійного потенціала бар'єра Шоттки, при якому ймовірність тунельного проходження електрона з енергією дна зони провідності на межі збідненої області рівна e^{-1} . Відношення kT/qE_{00} являється критерієм визначення типу тунельної емісії. Якщо $kT \ll qE_{00}$, то переважає польова емісія, якщо $kT \approx qE_{00}$ - термопольова емісія, і якщо $kT \gg qE_{00}$ - термоемісія.

За виключенням області дуже малих зміщень в прямому напрямку ВАХ має вигляд [10]:

$$J = J_s \exp\left(\frac{V}{E_0}\right), \quad (1.8)$$

де J_s є складною функцією температури, висоти бар'єру та параметрів напівпровідника, яка слабо залежить від прикладеної напруги; E_0 - функція температур та рівня легування визначається наступним чином:

$$E_0 = E_{00} \operatorname{cth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right). \quad (1.9)$$

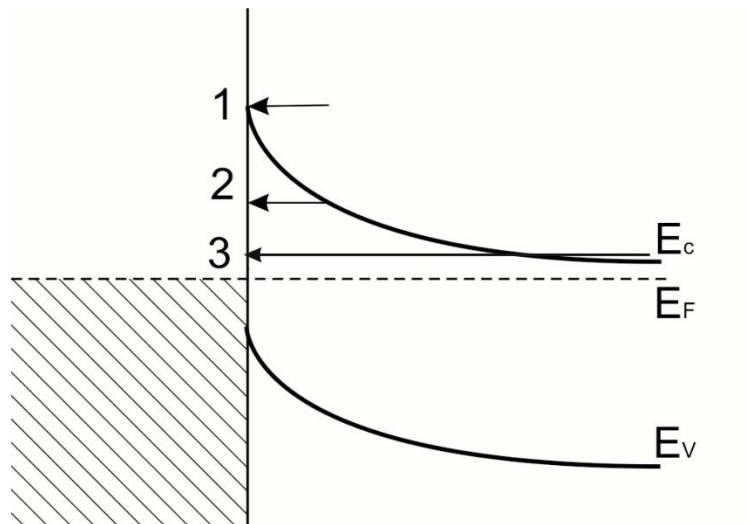


Рис. 1.3. Польова (3), термопольова (2) емісія при прямому зміщенні та термоелектронна (1)

Залежність диференціального контактного опору поблизу нульового зміщення ($R_c = \left(\frac{\partial V}{\partial J}\right)_{V=0}$) від рівня легування визначається наступними формулами [10]:

$$\text{- для польової емісії } R_c \sim \exp\left(\frac{q\varphi_b}{E_{00}}\right); \quad (1.10)$$

$$\text{- для термопольової } R_c \sim \exp\left(\frac{q\varphi_b}{E_{00} \operatorname{cth}\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)}\right). \quad (1.11)$$

Проаналізувавши формулу для польової емісії можна зробити висновок

- контактний опір залежить від рівня легування, а саме $\ln R_c \sim N_D^{-1/2}$;
- контактний опір експоненціально зростає з ростом висоти потенціального бар'єру;
- контактний опір практично не залежить від температури.

Якщо протікання струму через омічний контакт визначається термопольовою емісією, то:

- контактний опір експоненціально зростає з ростом висоти потенціального бар'єру;
- опір контакту зменшується зі збільшенням температури, однак набагато повільніше, на відміну від термоелектронної емісії.

1.6. Методи вимірювання опору омічних контактів

Одним із основних параметрів, які характеризують омічний контакт, являється питомий контактний опір ρ_K . Зазвичай для визначення цього параметру зондовими методами проводяться вимірювання повного опору R між контактними площадками, який залежить від опору контакту, опору напівпровідника, опору розтікання, опору підвідних провідників [5]. Тому основним завданням є виокремлення питомого опору контакту із загального опору системи.

Розглянемо основні методи вимірювання контактного опору:

1.6.1. Метод Кокса-Стрека

Цей метод найбільш широко використовується при вимірюванні контактної опору в вертикальних тестових структурах. Тестові фронтальні структури при використанні даного методу мають вигляд декількох кругів різних діаметрів зі спільним тильним контактом.

Опір напівпровідника при використанні круглого контакту можна визначити з формули [2]

$$R_H = \frac{\rho_H}{2d} B \quad (1.12)$$

де ρ_H - опір напівпровідника, d – діаметр контакту, $B \sim 2 \arctg(4t/d)/\pi$ – коректуючий параметр, t – товщина напівпровідника.

Контактний опір визначається з наступної формули [15]

$$R_K = \frac{4\rho_K}{\pi d^2} \quad (1.13)$$

Тоді загальний опір можна виразити як:

$$R = \frac{\rho_H}{d\pi} \arctg \frac{4t}{d} + \frac{4\rho_K}{\pi d^2} + R_0 \quad (1.14)$$

де R_0 - опір металізації.

Третій доданок даної суми враховує опір тильного контакту. Для визначення питомого контактної опору, знехтувавши опором тильного контакту, потрібно побудувати залежність $\frac{\pi d^2}{4} R \left(\frac{d\rho_H}{4} \arctg \frac{4t}{d} \right)$, нахил якої буде відповідати питомому опору напівпровідника, відсічка – питомому контактному опору.

1.6.2. LTLM

LTLM (Linear Transmission Line Method) – метод лінії передачі з лінійною геометрією контактних площадок для визначення контактної опору при використанні планарних тестових структур. Дані структури мають переваги над веритикальними за рахунок меншої кількості технологічних процесів необхідних для їх виготовлення.

Для врахування струму розтікання вводять довжину переносу $L_{\text{ПЕР}}$ - відстань від краю контакту, на якій струм зменшується в ℓ разів [4], і яка визначається за формулою:

$$L_{\text{ПЕР}} = \sqrt{\frac{\rho_{\kappa} t}{\rho_{\Pi}}} \quad (1.15)$$

Шаблон для вимірювання ρ_{κ} представляє собою ряд однакових прямокутних контактів, ширина яких значно більша довжини, для запобігання бічного поверхневого розтікання струму. Вимірний опір можна записати у вигляді [4]

$$R = 2R_{\kappa} + \frac{LR_{\text{ПП}}}{\omega} = 2 \frac{L_{\text{ПЕР}} R_{\text{ПК}}}{\omega} \text{cth}\left(\frac{L}{L_T}\right) + \frac{LR_{\text{ПП}}}{\omega} \quad (1.16)$$

Де $R_{\text{ПП}}$ - питомий поверхневий опір напівпровідника між контактами, $R_{\text{ПК}}$ - модифікований питомий опір шару напівпровідника під контактом, ω - ширина контакту, L_i - відстань між контактами.

При $L > 3L_{\text{ПЕР}}$, тоді $\text{cth}\left(\frac{L}{L_T}\right) \rightarrow 1$ і повний опір можна визначити:

$$R = \frac{R_{\text{ПП}} L}{\omega} + \frac{L_{\text{ПЕР}} R_{\text{ПК}}}{\omega} \quad (1.17)$$

Побудувавши графік залежності $R = f(L_i)$, за кутом нахилу прямої ми розрахуємо $R_{\text{ПП}}$. $R_{\text{ПК}}$ визначається з точки перетину графіка з віссю ординат.

Довжина переносу визначається із:

$$2L_{\text{ПЕР}} = \sqrt{\frac{\rho_{\kappa}}{R_{\text{ПП}}}}, \quad (1.18)$$

а питомий контактний опір

$$\rho_{\kappa} = L_{\text{ПЕР}}^2 R_{\text{ПП}}. \quad (1.19)$$

1.6.3. CTLM

Використання структур з радіальною геометрією контактів (CTLM – Circular Transmission Line Method) дозволяє уникнути крайового розтікання струму без додаткової обробки [4]. Для визначення питомого контактного

опору ρ_k використовується шаблон, який складається з концентрично розміщених контактних площадок (рис. 1.4).

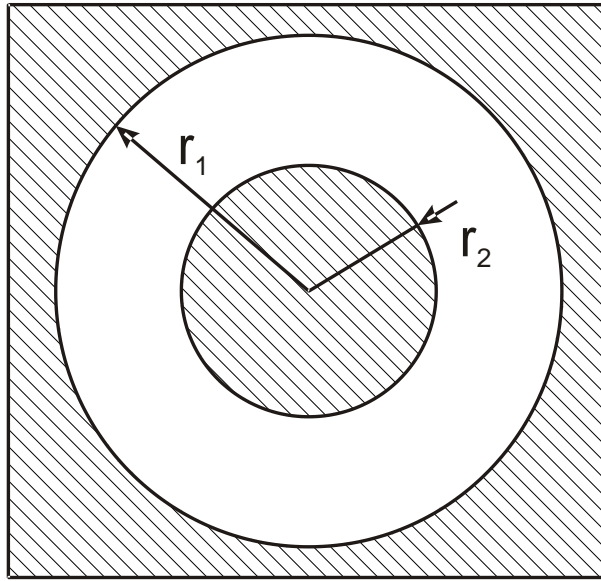


Рис.1.4. Фрагмент шаблону з радіальною симетрією для визначення опору омичних контактів. Штрихуванням зображено контактне покриття; r_1 , r_2 - радіуси контактних площадок.

Опір між контактними площадками буде обраховувати за формулою [1]:

$$R = \frac{R_{III}}{2\pi} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{R_{III}}{2\pi} \frac{1}{ar_1} \frac{I_0(ar_1)}{I_1(ar_1)} \quad (1.20)$$

Де R – повний опір між контактними площадками; R_{III} - питомий поверхневий опір напівпровідника між контактами; $I_0(ar_1)$, $I_1(ar_1)$ - модифіковані функції Бесселя 0 та 1 порядків відповідно; $a = \frac{1}{L_{ПЕР}}$ - коефіцієнт затухання.

За умови коли $\ln(\frac{r_2}{r_1}) = C$, формулу для визначення контактного опору можна представити у вигляді: $R = \frac{CR_{III}}{2\pi} + \frac{R_{III}}{2\pi} \frac{1}{ar_1} \frac{I_0(ar_1)}{I_1(ar_1)}$. (1.21)

За умови $L_{ПЕР} \gg r_1$, справедливим буде наближення $\frac{I_0(ar_1)}{I_1(ar_1)} \rightarrow \frac{2}{ar_1}$.

Вимірний опір визначатиметься за формулою:

$$R = \frac{CR_{ПП}}{2\pi} + \frac{\rho_{\kappa}}{\pi r_1^2}. \quad (1.22)$$

Побудувавши залежність $R = f\left(\frac{1}{(\pi r_1^2)}\right)$, за нахилом прямої отримуємо значення питомого контактного опору ρ_{κ} .

В іншому випадку, коли $L_{ПЕР} \ll r_1$, даний метод недоцільно використовувати, оскільки отримане значення питомого контактного опору буде відповідати оцінці зверху даної величини [5].

Узагальнюючи результати, отримані в роботі [5], можна зробити висновок, що мінімальні похибки досягаються методами Кельвіна та методом зондування границі поділу метал-напівпровідник. Однак при використанні цих методів необхідно, щоб літографія була достатньо точною для нанесення контактів достатньо малого розміру (1 мкм). При використанні методу Кокса-Стрека похибка у вимірюваннях найбільша, і цей метод доцільно використовувати лише тоді, коли опір контакту не менший за об'ємний опір напівпровідника.

При виборі методу вимірювання питомого контактного опору необхідно постійно враховувати значення довжини переносу та якості літографії. Найбільш зручним у використанні являються методи TLM, за допомогою яких можна досить точно визначити контактний опір, не висуваючи жорстких вимог до якості літографії.

РОЗДІЛ II. ЗРАЗКИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Зразки і методи досліджень

У даній роботі пропонується створювати омичний контакт до алмазу на основі металізації Ti-Au магнетронним напиленням на підігріту до 350 °С алмазну підкладку, що формуватиме контакт безпосередньо в процесі нанесення. Тестові зразки було виготовлено на основі масивного полікристалічного алмазу n-типу, вирощеного на кремнієвій підкладці. Після вирощування алмазного шару товщиною близько 100 мкм проводилось стравлювання кремнію. Шарова структура Ti (60 нм), Au (100 нм) наносилась магнетронним методом в єдиному технологічному циклі на підігріту до 350 °С підкладку. Досліджувались два типи зразків: вихідний та після швидкого термічного відпалу (ШТВ) у вакуумі при температурі 800 °С протягом 60 секунд. З наступним формуванням текстурних структур для вимірювання питомого контактного опору.

Ми досліджували ρ_c методом TLM з лінійною геометрією контактних площадок [15]. Для методу CTLM внутрішні радіуси контактів складали 50, 80, 100, 150 мкм, співвідношення зовнішнього до внутрішнього радіусів рівне 2,5. Для методу LTLM формувалися контактні площадки розміром 75×400 мкм з відстанню 20, 40, 60, 80, 100, 150 мкм. На рис. 2.2 представлена типова тестова структура для вимірювання ρ_c методом TLM.

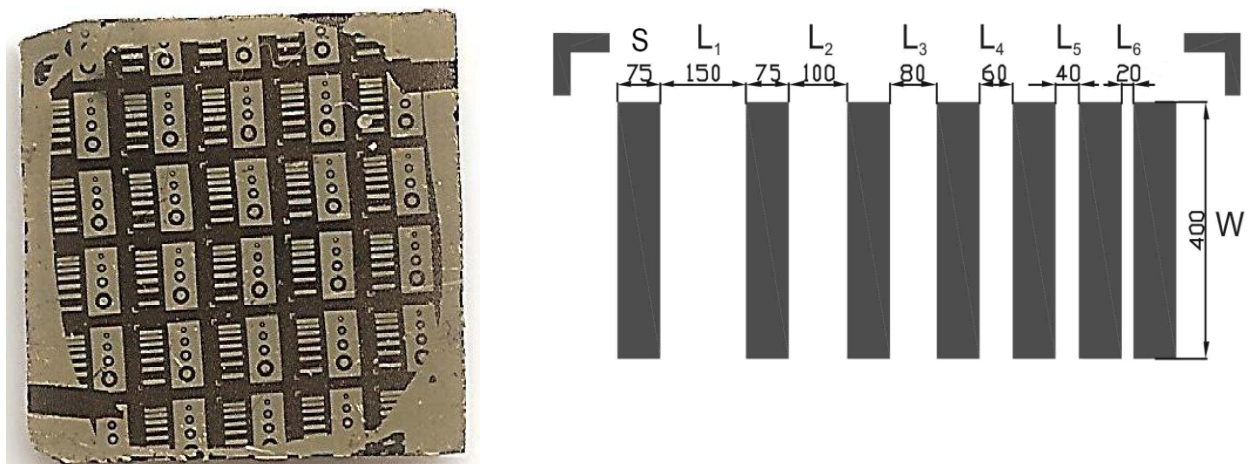


Рис.2.1. Тестова структура а) та шаблон для визначення контактного опору TLM-методом б)

Тестові структури для дослідження були створені за допомогою фотолітографії (рис.2.1 а).

2.2 Електрофізичні властивості.

Контактні структури до алмазу на основі металізації Ti-Au магнетронним напиленням на підігріту до 350 °С алмазну підкладку, характеризуються лінійними симетричними ВАХ, що вказує на формування омичного контакту (рис.2.2).

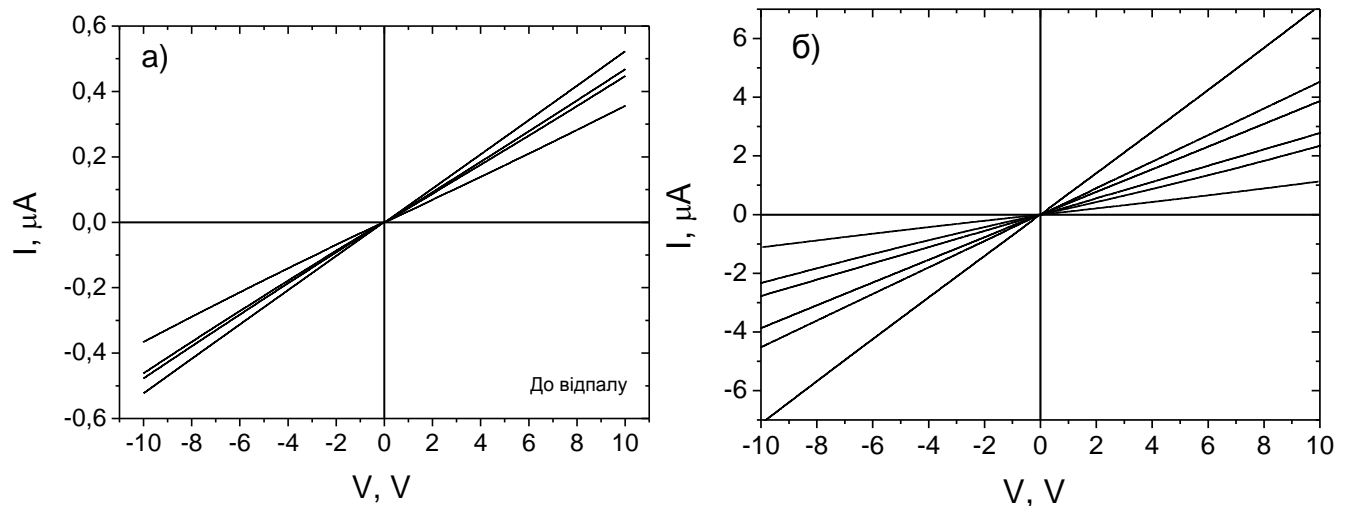


Рис.2.2. Вольт-амперні характеристики контактної структури до а) та після ШТВ 800°C, 60 с б)

Для вимірювання питомого контактного опору (ρ_c) Au-Ti-C було використано метод лінії переносу (transmission line method, TLM) з лінійною геометрією контактних площадок. Суть методу лінії переносу полягає у наступному: при протіканні струму між двома омичними контактами, густина струму не рівномірно розподілена по довжині контакту S , а експоненційно спадає від краю вглиб контакту. При великих значеннях S струм через контакт не буде залежати від S , а буде визначатися характерною довжиною перенесення струму вглиб контакту, так званою довжиною переносу (L_T), відстанню від краю контакту, на якій густина струму зменшується в e разів.

Опір між двома прямокутними контактами за умови $S > 3L_T$ було записано у вигляді [3]:

$$R_i = \frac{R_{SH} L_i}{W} + 2 \frac{L_T R_{SH}}{W} \quad (2.1)$$

де R_{SH} - питомий поверхневий опір напівпровідника між контактами, $L_T \equiv \sqrt{\rho_c / R_{SH}}$, L_i - відстань між контактами (див. рис.2.1 б). Побудувавши графік залежності $R = f(L_i)$, за кутом нахилу прямої ми розрахуємо R_{SH} (рис. 3). Відрізок, який відсікає на осі абсцис екстрапольована до $R=0$ залежність $R = f(L_i)$ буде рівним $2L_T$, звідки питомий контактний опір $\rho_c = L_T^2 R_{SH}$

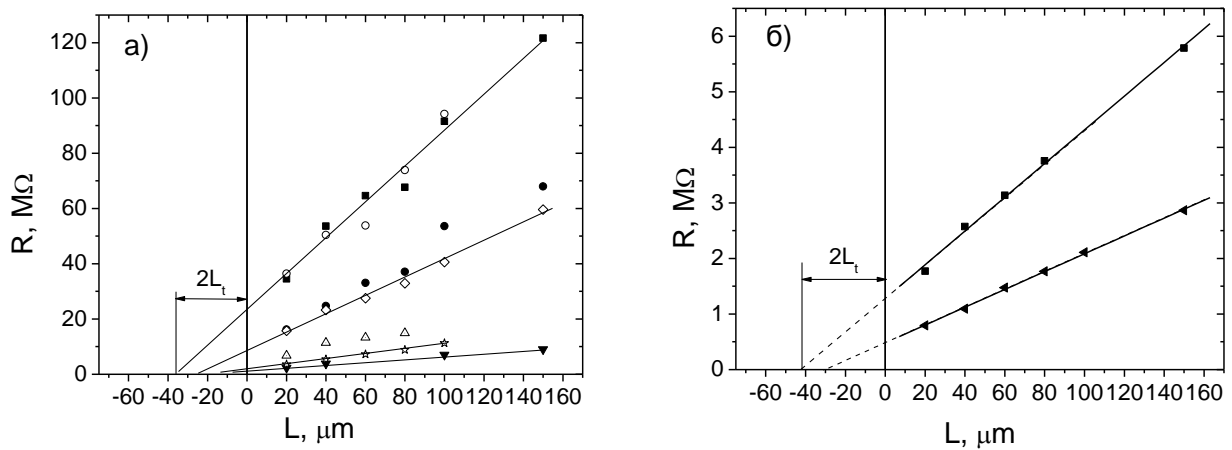


Рис.2.3. Визначення питомого контактного опору та питомого опору напівпровідника контактів Au-Ti-C до а) та після ШТВ 800°C, 60 с.

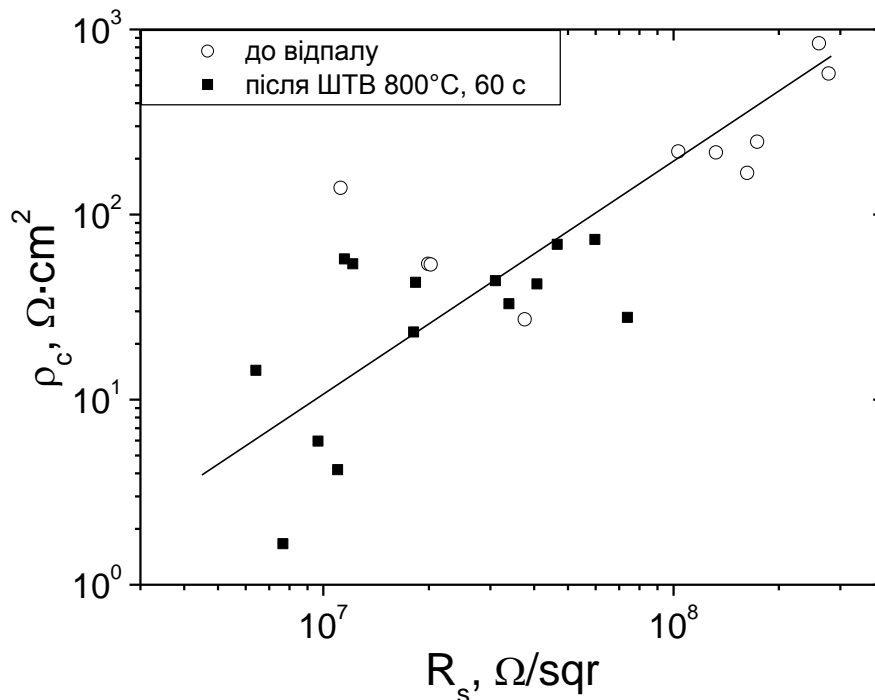


Рис. 2.4. Кореляційні залежності питомого контактного опору та питомого опору напівпровідника контактів Au-Ti-C до (порожні маркери) та після ШТВ 800°C, 60 с (заповнені маркери)

Видно, що як у зразку без відпалу, так і у відпаленому зразку наявний значний розкид питомого контактного опору.

Для виявлення причин такого розкиду побудуємо кореляційну залежність між питомим контактним опором та питомим опором напівпровідника для відпаленого та невідпаленого зразків (Рис.2.4.). Бачимо, що у обох випадках існує значна додатна кореляція, що може бути пояснено спільною причиною зміни контактного опору та опору напівпровідника – неоднорідністю легування алмазної підкладки.

З рис.2.4 бачимо, що для одних і тих же значень питомого опору підкладки, питомий опір напівпровідника практично однаковий до і після відпалу, що можна пояснити формуванням фази карбіду титану вже у процесі магнетронного нанесення титану на підігріту до 350 °С підкладку. Подібне, наприклад, спостерігається у роботі [11], де в контакті Ti-C вже при відпалі 300 °С відбуваються міжфазні реакції і формується перехідний шар товщиною 300 нм. В роботі [12] початок міжфазних реакцій зафіксовано при 400 °С.

Таким чином запропонований спосіб формування омичного контакту до алмазу без високотемпературного відпалу, стійкого до швидкого термічного відпалу 800 °С, 60 сек. В результаті вимірювання контактного опору методом TLM при кімнатній температурі було отримано значення $\rho_c \sim 50-80 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ при $R_s = 3 \cdot 10^7 \text{ Ом} / \text{sqr.}$

2.3. Термостійка омична система до напівпровідникового приладу з алмазу

Термостійка контактна омична система до напівпровідникового приладу з алмазу містить в собі контактний шар титану визначеної товщини, який нанесений на поверхню алмазу, бар'єрний антидифузійний шар з тугоплавкого матеріалу оптимальної товщини та контактуючий шар із золота, до якого приєднуються електричні виводи приладу. Після термічної обробки утворюється проміжний шар карбіду титану, який забезпечує адгезію та низький омичний опір. При цьому товщина шару титану забезпечує при термообробці утворення карбіду $\text{TiC}_{0,96}$, омичний питомий опір якого

мінімальний для карбідів титану та становить $61 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а контактуючий шар Ti має оптимізовану товщину d , яка визначається за співвідношенням:

$$d = 2 \int_0^x f(x) dx \quad (2.2)$$

Де $f(x) = \frac{1}{x^2 - x + 2}$ дробово-раціональна функція розподілу атомів Ti в об'ємі алмазу та в бар'єрному шарі;

x – координата знаходження атомів Ti контактної системи.

Дана модель, належить до напівпровідникової електроніки на основі алмазу.

Природні та штучні алмази відомі своїми властивостями, такими як висока теплопровідність, хімічна та радіаційна стійкість, прозорість від ультрафіолетового до радіохвильового діапазонів, хімічна, радіаційна стійкість та висока рухливість носіїв заряду.

Алмаз є перспективним матеріалом для таких напівпровідникових приладів як потужні НВЧ прилади (діоди та транзистори) оптоелектронні прилади, датчики іонізуючих випромінювань, приймачі ультрафіолету. Також відомі діоди Шоткі з робочою температурою 700°C , планарні транзистори з робочою температурою 300°C , польові транзистори, світловипромінюючі прилади. Також перспективні матричні оптичні перемикаючі елементи. Перехід від кремнію до більш широкозонних напівпровідників забезпечує підвищення робочих температур, допустимої оберненої напруги р-п переходів, а для НВЧ приладів підвищення максимальної потужності та граничної частоти. Також є ефективним використання алмазу в ГІС НВЧ сантиметровому діапазоні. Особливо перспективним є використання алмазу в польових транзисторах з затвором Шоткі. Моделювання показало, що в цих приладах вихідна потужність в діапазоні 5-100 ГГц повинна бути в 30 разів вища ніж в транзисторах на GaAs. Важливим компонентом напівпровідникових приладів на основі алмазу є омична контактна система. Відомі електричні контакти до алмазу, який використовується як детектор іонізуючих випромінювань [14]. Контакт до алмазу формується при допомозі імпульсного лазера, діаметр плями випромінювання якого становить від 10 до 50 мкм на довжині хвилі генерації

1,06 мкм. Під дією лазерного випромінювання в зоні плями відбувається графітизація алмазу. Шари графіту формуються на поверхні об'єму алмазу з опором 10^4 Ом. Опір графітних ділянок становить від 5 до 100 Ом. Основний недолік таких контактів - неможливість одержання електричного контакту з рівномірним розподілом опору по поверхні алмазу. В іншому технічному рішенні [15] термостійкі омичні електроди на алмазній підкладці, яка легувалась іонами бору до одержання концентрацій від $1 \cdot 10^{19}$ см до $1,8 \cdot 10^{23}$ см⁻³. На леговану іонами бору поверхню алмазу наносилась система Ti-Mo-Au.

Розглянута термостійка контактна система була використана в реальному термісторі, який працював при високих температурах. Основний недолік - перетворення легованого бором алмазу в дефектну структуру, яка потребує відновлення.

Найбільш близьким по суті до даного об'єкта є технічне рішення [16], у якому термостійкий омичний контакт сформований з тонкого шару Ti, який наносився на поверхню напівпровідникового алмазу. Завдяки хімічній реакції в об'ємі алмазу утворюються карбіди титану, які забезпечують високу адгезію та низький омичний опір. Омична контактна система складалась з трьох шарів Au-Mo-Ti. Шар Mo виконував функцію бар'єру. Як бар'єр можуть бути використані W, Mo, Ti/W, Pt або жаростійкі сполуки TiC, TiN. При всіх задовільних характеристиках розглянута контактна система має той недолік, що товщина шару Ti не оптимізована, а знаходиться в деякому інтервалі, що приводить до збільшення опору всієї контактної системи.

Таким чином, задачею даної моделі, є зменшення омичного опору відомої термостійкої контактної системи шляхом знаходження більш точного значення товщини шару титану.

Поставлена задача вирішується тим, що в термостійкій омичній контактній системі до напівпровідникового приладу з алмазу, яка містить в собі контактний шар титану визначеної товщини, який нанесений на поверхню алмазу, бар'єрний антидифузійний шар з тугоплавкого матеріалу оптимальної товщини та контактуючий шар із золота, до якого приєднуються електричні

виводи приладу, причому після термічної обробки утворюється проміжний шар карбіду титану, який забезпечує адгезію та низький омичний опір, згідно з корисною моделлю, з метою зменшення омичного опору контакту товщина шару титану забезпечує при термообробці утворення карбіду $TiC_{0,96}$, омичний питомий опір якого мінімальний для карбідів титану та становить $61 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, при цьому контактуючий шар Ti має оптимізовану товщину d , яка визначається за співвідношенням (2.2).

Крім цього контактними карбідними сполуками до алмазу можуть бути використані наступні карбіди жаростійких металів необхідних товщин: WC, $TaC_{0,99}$, $ZrC_{0,97}$, $ZrC_{0,98}$, MoC, NbC, які мають мінімальний питомий опір від 17 до $99 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. В даній моделі, суттєвими відмінними ознаками є оптимізована товщина контактуючого матеріалу, яка знаходиться з виразу (2.2), та використання ряду карбідів жаростійких матеріалів. Контактна система з переліченими ознаками дає змогу досягти технічний результат - створювати термостійкі омичні контакти до напівпровідникових приладів з алмазу, які мають мінімальні значення контактного опору. Набір суттєвих ознак відповідає критерію "новизна".

Можливість практичної реалізації даних результатів підтверджують кресленнями, на яких зображено:

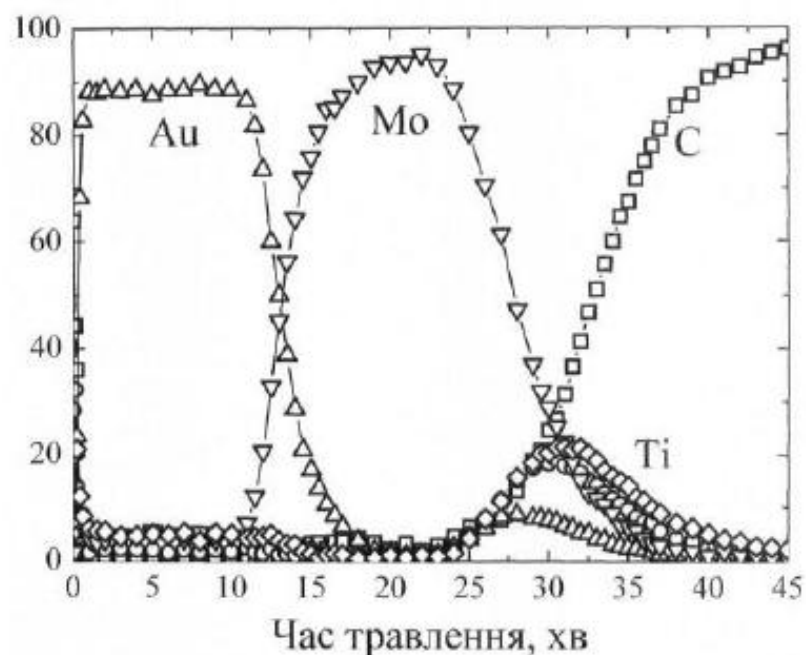


Рис. 2.5. Розподіл елементів контактної системи Au-Mo-Ti-C по товщині контактної системи

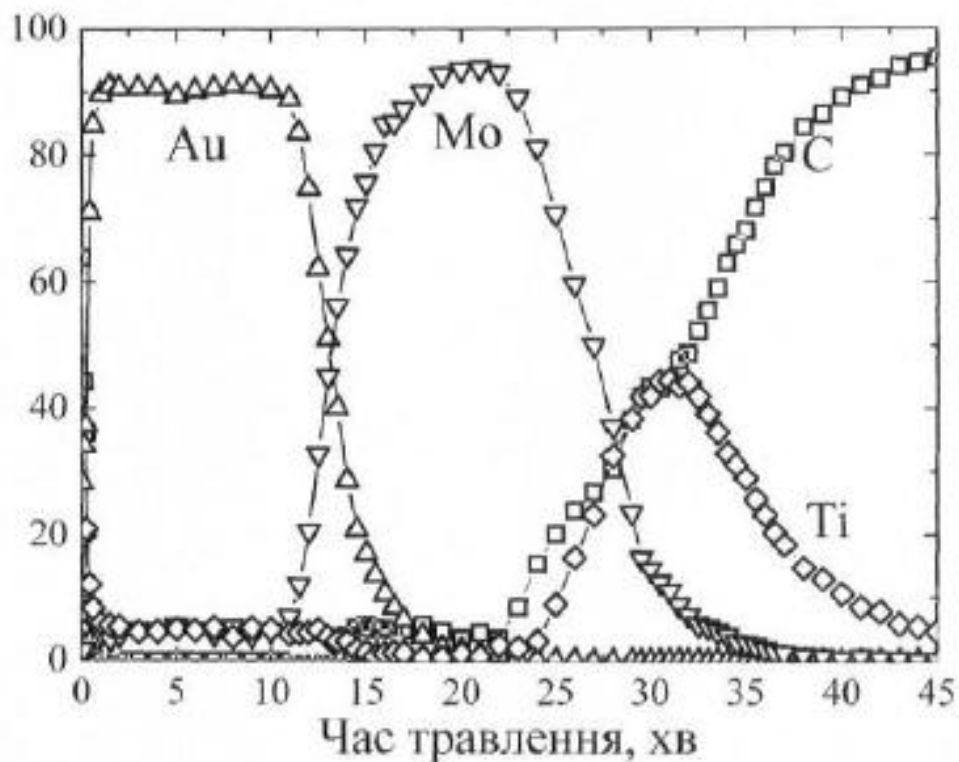


Рис.2.6. Розподіл елементів контактної системи Au-Mo-Ti-C по товщині, в якій товщина металу оптимальна

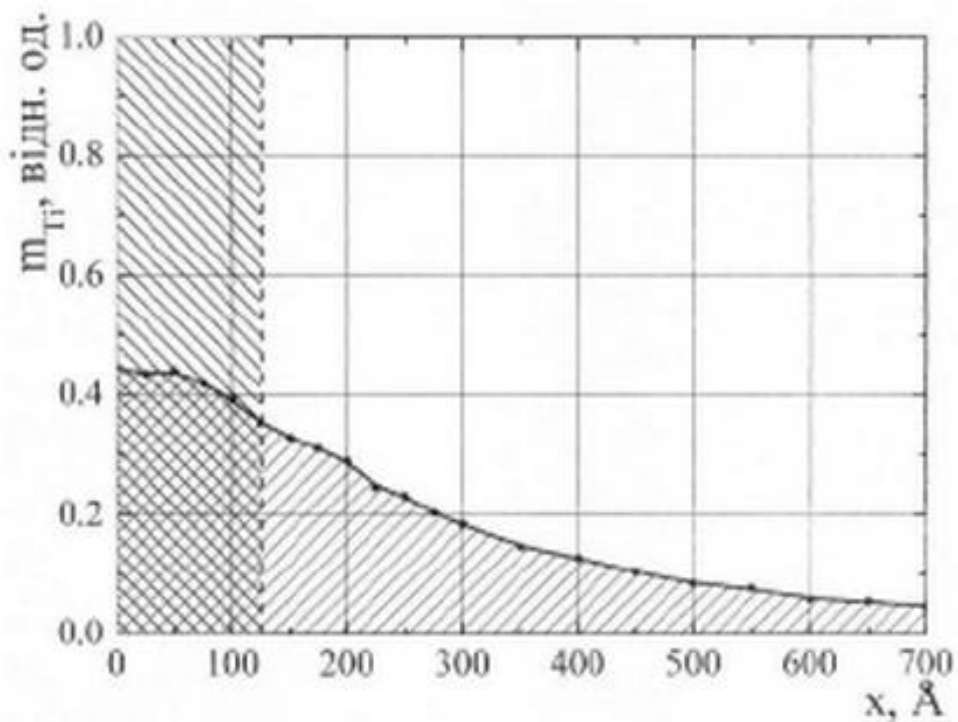


Рис.2.7. Функція розподілу атомів титану в об'ємі контактної системи

Розглянемо Оже-профілі розподілу компонентів системи Au-Mo-Ti-C після відпалу (рис.2.5), в якій товщина титану не оптимізована та становила 400Å. Звертаючись до джерела інформації: [19], знаходимо, що мінімальним питомим опором є карбід з складом $TiC_{0,96}$ - $61 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. При складі карбиду $TiC_{0,62}$ питомий опір перехідного шару досягає $147 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. Таким чином, для одержання мінімального питомого опору перехідного шару необхідно, щоб концентрація титану в перехідному шарі досягала приблизно 0,5 в відносних одиницях.

Завдяки взаємній дифузії елементів контактної системи Au-Mo-Ti-C пошаровий розподіл після відпалу при 800 °C має вигляд, як показано на рис.2.6. Для спрощення розрахунків оптимізованої товщини титану пошаровий розподіл контактного матеріалу титану приведено в табличному вигляді (див. таблицю3).

х, Å	m, відн. од.
0	0,5
25	0,48837
50	0,49535
75	0,46977
100	0,43953
125	0,39535
150	0,36967
175	0,34884
200	0,32558
225	0,27674
250	0,26047
275	0,22791
300	0,20698
350	0,16512
400	0,14419
450	0,1186

500	0,09535
550	0,08605
600	0,06512
650	0,06047
700	0,05116

Таблиця 3. Чисельно задана функція розподілу титану в об'ємі контактної системи.

Функцію розподілу титану по товщині приведено на рис.2.7. Для доказу даного співвідношення виконано інтерполювання функції однієї змінної за допомогою сплайнів [18]. Крім цього ця функція, як звичайно, неперервно разом із похідними до (m^{-1}) -го порядку. В нашому випадку сплайн складений з багаточлена другої степені. В результаті такого інтерполювання розподіл атомів титану після відпалу в відносних одиницях має вигляд дробово-раціональної функції:

$$f(x) = \frac{1}{x^2 - x + 2} \quad (2.3)$$

як показано на рис.2.7. Після інтегрування функції розподілу (2.3) від $x=0$ (де значення функції максимальне) до $x=700 \text{ \AA}$ (глибина проникнення атомів титану в об'єм алмазу) знаходимо кількість титану, яка розподілена в об'ємі алмазу. Враховуючи те, що концентрація титану по товщині виражена в відносних одиницях, то його оптимальна товщина чисельно буде дорівнювати інтегралу функції (2.3). Межі інтегрування лежать від $x=0$, де концентрація титану максимальна, до $x=700 \text{ \AA}$ відстань, на яку дифундує титан в об'єм алмазу. З другого боку титан також дифундує в об'єм бар'єрного матеріалу. Для спрощення розрахунків будемо вважати, що функція розподілу титану в шарі молібдену ідентична функції розподілу в алмазі. Тоді оптимальна товщина шару титану в контактній системі, яка досліджувалась, буде становити величину:

$$d = 2 \int_{x=0}^{x=700 \text{ \AA}} \frac{1}{x^2 - x + 2} \quad (2.4)$$

На рис.2.7. показано, що інтеграл від функції розподілу титану має вигляд прямокутника. Тоді оптимально товщина титану для даної моделі, буде

становити 270 \AA . Мінімальний питомий опір також мають карбіди тугоплавких металів: $8\text{WC} - 17 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$; $\text{TaC}_{0,99} - 22 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$; $\text{ZrC}_{0,97} - 49 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$; $\text{MoC} - 49 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$; $\text{NbC} - 36 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$. При використанні усіх карбідів в контактних системах замість титану перелічені сполуки мають бар'єрні властивості [20]. Таким чином, використовуючи карбіди тугоплавких металів, відпала необхідність в присутності окремого бар'єрного шару молібдену, що спрощує виконання термостійкої контактної системи до напівпровідникового приладу з алмазу.

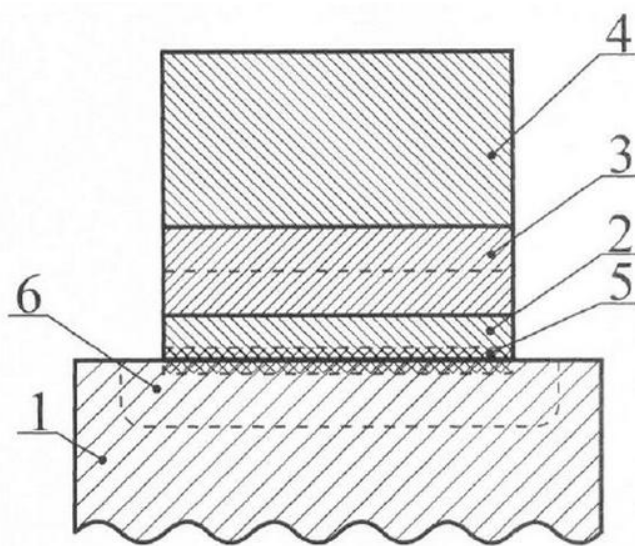


Рис.2.8. Схематичне зображення контактної системи до напівпровідникового алмазу

Схематичне зображення варіанта виконання термостійкої контактної системи до алмазу, яка пропонується, показане на рис.2.8. На поверхні напівпровідникового алмазу 1 осаджений контактний шар титану 2 оптимальної товщини $d=550 \text{ \AA}$. Потім на поверхні титану формувався бар'єрний шар молібдену 3. Для створення електричного виводу на молібден наносився шар золота 4 товщиною 2000 \AA . Після відпалу при температурі $800 \text{ }^\circ\text{C}$ титан з шару 2 дифундував в об'єм алмазу 1 та в об'єм шару молібдену 3. На межі розділу алмаз-титан утворювався перехідний шар $\text{TiC}_{0,96}$ 5, який забезпечував високу термостійкість, адгезію до поверхні алмазу та мінімальний омичний питомий опір. За шаром 5 концентрація титану в об'ємі алмазу 6 зменшувалась згідно з дробовою раціональною функцією (2.3). Термостійка омична контактна

система була використана при формуванні ліній передачі гібридних інтегральних схем НВЧ на алмазних підкладках високої теплопровідності, які працювали в інтервалі температур (25-400)°C. На рис.2.9 продемонстровані залежність ВАХ ліній передачі від температури.

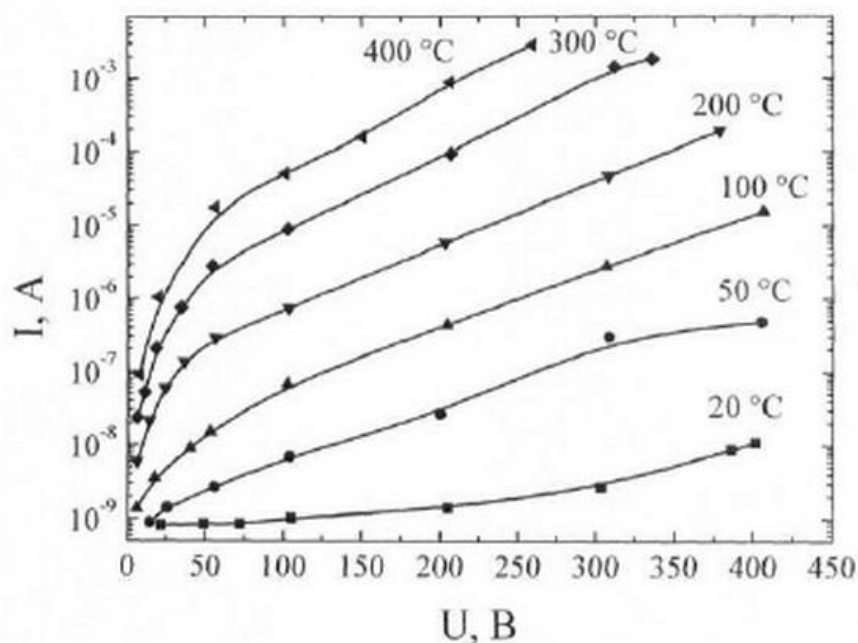


Рис.2.9. Вольт-амперні характеристики контактної системи Au-Mo-Ti-C.

Товщина алмазу становила 20 мкм. Величина ємності НВЧ лінії не залежала від напруги в інтервалі 0-40 В. Тангенс кута втрат становить величину не більше 10^{-4} . Експлуатація передаючої лінії НВЧ при температурах (25-400)°C показала стабільність імпедансних характеристик пристрою.

ВИСНОВОК

В даній роботі, було розглянуто основні напівпровідників. Проаналізовано властивості алмазу та механізми струму переносу. Досліджено процес металізації алмазоподібних провідників.

Методом TLM з лінійною геометрією контактних площадок визначено питомий контактний опір структури Ti-Au-C до та після відпалу, та було встановлено, що для одних і тих же значень питомого опору підкладки, питомий опір напівпровідника практично однаковий до і після відпалу, що можна пояснити формуванням фази карбіду титану вже у процесі магнетронного нанесення титану на підігріту до 350 °C підкладку.

В процесі дослідження було встановлено, що контактними карбідними сполуками до алмазу можуть бути використані наступні карбіди жаростійких металів необхідних товщин: WC, TaC_{0,99}, ZrC_{0,97}, ZrC_{0,98}, MoC, NbC, які мають мінімальний питомий опір від 17 до $99 \cdot 10^{-8}$ Ом·м. При використанні усіх карбідів в контактних системах замість титану перелічені сполуки мають бар'єрні властивості. Таким чином, використовуючи карбіди тугоплавких металів, відпала необхідність в присутності окремого бар'єрного шару молібдену, що спрощує виконання термостійкої контактної системи до напівпровідникового приладу з алмазу.

На поверхні напівпровідникового алмазу 1 осаджений контактний шар титану 2 оптимальної товщини $d=550$ Å. Потім на поверхні титану формувався бар'єрний шар молібдену 3. Для створення електричного виводу на молібден наносився шар золота 4 товщиною 2000 Å. Після відпалу при температурі 800 °C титан з шару 2 дифундував в об'єм алмазу 1 та в об'єм шару молібдену 3. На межі розділу алмаз-титан утворювався перехідний шар TiC_{0,96} 5, який забезпечував високу термостійкість, адгезію до поверхні алмазу та мінімальний омичний питомий опір. За шаром 5 концентрація титану в об'ємі алмазу 6 зменшувалась згідно з дробовою раціональною функцією (2.3). Термостійка омична контактна система була використана при формуванні ліній передачі гібридних інтегральних схем НВЧ на алмазних підкладках високої теплопровідності, які працювали в інтервалі температур (25-400)°C.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Sze S. M. and Ng K. K., Physics of Semiconductor Devices, 3rd ed. (Wiley, 2007).
2. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М., Радио и связь, 1982, 208 с.
3. Физические методы диагностики в микро- и нанoeлектронике / под ред. А.Е.Беляева, Р.В.Конаковой. Харьков: ИСМА. 2011. – 284 с.
4. Шеремет В.Н. Известия вузов. Радиоэлектроника, 53 (3), 3-12 (2010)
5. Андреев А.Н., Растегаева М.Г., Растегаев В.П., Решанов С.А. К вопросу об учете растекания тока в полупроводнике при определении переходного сопротивления омических контактов ФТП, 1998, т32, №7. – С. 832-838.
6. Y.Gurbuz, O.Esame, I.Tekin, W.P. Kang, J.L. Davidson. Diamond semiconductor technology for RF device applications // Solid-State Electronics 49. 2005. P.1055–1070
7. C. A. Hewett, M. J. Taylor, J. R. Zeidler, and M. W. Geis. Specific contact resistance measurements of ohmic contacts to semiconducting diamond // J. Appl. Phys. 1995, 77, P. 755
8. Olson J.R., Pohl R.O. et al. Thermal conductivity of diamond between 170 and 1200K and the isotope effect. – Phys. Rev. B, 1993, v. 47, No. 22, p.14850.
9. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А., ФТП.— 2007.— Т. 41, №11.— С. 1281-1308.
10. Мамедов Р.К. Контакты металл-полупроводник с электрическим полем пятен. – Баку, БГУ, 2003, 231 с.
11. Y. Zhu, , B. Zheng, W. Yao, L. Cao. The interface diffusion and chemical reaction between a Ti layer and a diamond substrate // Diamond and Rel. Mat. 1999. V 8, №6, P. 1073–1078
12. Van der Weide, J. Nemanich, R. J. Interface reactions of titanium on single crystal and thin film diamond analyzed by UV photoemission spectroscopy // Applications of diamond films and related materials; Proceedings of the 1st International Conference, Auburn, AL, Aug. 17-22, 1991, p. 359-364.
13. E.O.Jonson. RCA Rev., 26, 163 (1965).
14. А.Е. Отблеск, В.Е. Челноков. Матер. 11 Зимней школы ФТИ (Л.,ЛИЯФ, 1979) с.161.

15. Пат.4.511.783 США. МПК B23K 27/00 Method for making electrical contacts to diamond by means of a laser, and diamond provided with contacts according to this optical method. Ednand A.B. Заявл. 02.03.1983, опубл. 04.16.1985
16. Пат. 5.309.000 US. МПК H01L 23/48. Diamond film with heat-resisting ohmic electrodes, Kimitsugu S. et.al. Заявл. 23.04.1992, опубл. 05.03.1994
17. Пат. 5.436.505 US. МПК H01L 23/48; 29/40. Heat-resisting ohmic contacts on semiconductor diamond laser, Kazushi H. et. al. Заявл. 02.01.1994, опубл. 07.25.1995.
18. Г.Г. Цегелик, Чисельні методи. - Львів: Видавничий центр ЛНУ ім. І. Франка, 2004
19. Свойства, получение и применение тугоплавких соединений. Справочник. - М.: "Металлургия", 1986
20. Пат. 4920071 США. МПК H01L 21/283. High temperature interconnect system for an integrated circuits Thomas M.E. Заявл. 08.18.1987, опубл. 04.24.1990
21. Veal T.D., McConville, Schaff W.J., Indium Nitride and Related Alloys. CRC Press, 2010, 615 p.
22. П. М. Малков, И.Б. Данилин, А.Г. Зельдович, А.Б. Фрадков Справочник по физико-техническим основам криогеники (М., Энергия, 1973).
23. C. N. Cheng, H. Von Seefeld Proc of the Sympos on Thin Films Interfaces and Interactions, 80(2), 323,(1980).
24. J. Bardeen J.Appl. Phys., 88(1940).
25. Shachenko A.V., Belyaev A.E., Boltovets N.S., et. al., Appl. Phys., 111 (8), 083701 (2012).
26. Cross-Bridge Kelvin Resistor (CBKR) structures for silicide-semiconductor junctions characterization/ N. Stavitski, M.J.N. van Dal, J.H. Klootwijk et. al. // Proceedings of the 9th annual workshop on Semiconductor Advances for Future Electronics and Sensors 2006, - 23-24 Nov. 2006, Veldhoven, The Netherlands. – P. 436-438.

27. Справочник по электротехническим материалам. В 2 т. Т. 2 под ред. Корицкого Ю.В., Пасинкова В.В., Треева Б.М. – Ленинград: Энергоатомиздат, 1988, 728 с.
28. NSM Archive – Physical Properties of Semiconductors [электронный ресурс] <http://www.mattrop.ru>
29. Feng Z. C. III-nitride semiconductor materials (Imperial College Press, Singapore, 2006).
30. Alexande Vodopyanov, Yurii Buzynin, Dmitry Mansfeld, Oleg Khrykin, Yurii Drozdov, Pavel Yunin, Andrei Lukyanov, Mikhail Viktorov, Sergey Golubev, and Vladimir Shashkin // Jap. J. of Applied Physics, Vol. 52, 110201 (2013).
31. Yamaguchi S., Kariya M., Nitta S., Takeuchi T., Wetzel C., Akasaki I. J.Appl. Phys., 85 7682 (1999).